

文章编号:2095-6134(2017)02-0153-07

气液螺旋环状流界面波失稳机理*

刘莉,白博峰[†]

(西安交通大学动力工程多相流国家重点实验室,西安710049)

(2016年4月25日收稿;2016年5月20日收修改稿)

Liu L, Bai B F. Instability mechanism of interfacial waves in swirling annular gas-liquid flow [J]. Journal of University of Chinese Academy of Sciences, 2017, 34(2): 153-159.

摘要 为揭示气液螺旋环状流界面波失稳机理,基于经典的 Kelvin-Helmholtz 不稳定性理论,利用双流体模型,建立螺旋涡流作用下界面波的动力学模型。通过求解界面波色散方程,给出界面失稳的准则并进行理论验证。研究表明,界面波的增长特性决定于气动力、离心力和表面张力的相互作用。其中,不同气液动压相对大小条件下,离心力对界面波稳定性存在三重影响。基于此准则条件,系统分析气流速度、旋流强度及管径对界面波增长特性的影响规律。

关键词 螺旋环状流;界面波;K-H 不稳定性;稳定准则

中图分类号:TK 121 文献标志码:A doi:10.7523/j.issn.2095-6134.2017.02.005

Instability mechanism of interfacial waves in swirling annular gas-liquid flow

LIU Li, BAI Bofeng

(State Key Laboratory of Multiphase Flow in Power Engineering, Xi'an Jiaotong University, Xi'an 710049, China)

Abstract To reveal the mechanism of interfacial wave instability in swirling annular gas-liquid flow, a theoretical model for interfacial waves is established based on the Kelvin-Helmholtz instability theory and the two-fluid model. The dispersion equation is derived, and the interfacial stability criterion is obtained and verified analytically. Results indicate that the interplay of aerodynamic, centrifugal, and surface tension forces gives rise to interfacial instability. Specially, the centrifugal force acting on the interface has triple effects on the stability, depending on the relative magnitudes of gas/liquid dynamic pressures. Effects of gas velocity, swirl intensity, and cylinder curvature on the growth characteristics of the interfacial waves are examined in detail.

Keywords swirling annular flow; interfacial wave; K-H instability; stability criterion

螺旋环状流是垂直管内的一种重要流型,广泛存在于石油、化工与核能等工业领域。例如,传统的气液分离系统^[1-4]、气液强化换热系统^[5-9]以及非常规油气田的开发利用^[10]等。螺旋环状流

中,中心高速螺旋气流与管壁螺旋液膜存在相对运动,由于不稳定性扰动的影响,引起气液各相流动结构和状态改变,导致液膜表面出现波动并发展成波动的液膜流动。深入了解液膜流动的水动

* 国家自然科学基金(51276140)资助

[†] 通信作者, E-mail: bfbai@mail.xjtu.edu.cn

力特性及其稳定性,研究其失稳过程、机理和控制条件是两相旋流技术应用推广的关键。

螺旋涡流作用下环状流的稳定性,其核心问题是管壁螺旋液膜与高速螺旋气流之间界面波的稳定性。与传统环状流不同,螺旋环状流中,两相螺旋流场诱导附加离心力作用于相界面,改变界面力平衡条件及相间作用机理,其特殊性将对界面波的动力学特性产生重要影响。

本文基于 Kelvin-Helmholtz 不稳定性理论,利用双流体模型,考虑旋流的影响,通过分析气液各相作用于相界面的受力平衡,建立螺旋涡流作用下环状流中界面波的动力学模型;采用特征根分析方法,获得界面失稳的临界条件,提出稳定性判断准则;基于此准则条件,系统分析气流速度、旋流强度及管径对液膜流动稳定性的影响规律。

1 数理模型

如图 1 所示,管壁液膜在中心高速螺旋气流作用下沿垂直管道向上螺旋流动。圆管半径为 R_0 ,液膜厚度平均值为 $\bar{\delta}$ 。 θ 为螺旋流动方向与轴向的夹角,反映旋流强度的影响。理论分析时,作以下基本假设:

- 1) 液膜厚度与管径相比足够小, $\bar{\delta}/R_0 \ll 1$;
- 2) 流体为稳态、无黏、不可压缩流动;
- 3) 气液流场充分发展,忽略速度耗散。

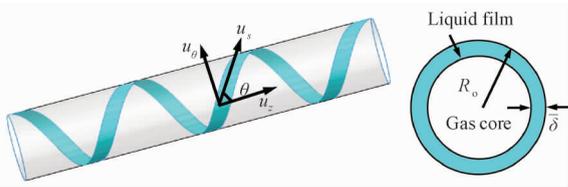


图 1 螺旋环状流结构示意图

Fig.1 Geometric configuration of the swirling annular two-phase flow

1.1 界面的扰动

根据图 2 所示界面波结构示意图,假设气液两相为均匀无黏流动,界面波斜率足够小,相界面存在一个小扰动 \hat{y} ,则界面波方程^[11]可表示为

$$y = \hat{y} \cos k(s - ct), \quad (1)$$

其中: y 、 \hat{y} 、 k 、 c 、 s 分别为界面波波幅、波幅扰动量、波数($k = 2\pi/\lambda$)、波速和界面波传播方向。

通常,波速 c 可以表示成复数的形式,即 $c = c_R + ic_1$,因此,界面方程又可表示为

$$y = \hat{y} \cos k(s - c_R t) e^{kc_1 t}. \quad (2)$$

波速虚部 c_1 与波数 k 的乘积 $\beta_1 = kc_1$ 定义为界面波的扰动增长率,用于确定特定流动条件下界面波的稳定性。当满足:

$\beta_1 > 0$ 时,界面波波幅随时间呈指数增大,扰动增加,流动处于不稳定状态;

$\beta_1 < 0$ 时,界面波波幅随时间呈指数减小,扰动衰减,流动为稳定状态;

$\beta_1 = 0$ 时,界面波波幅保持不变,扰动稳定不变,为中性稳定条件。

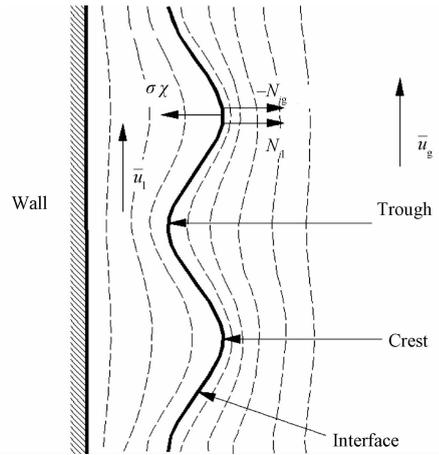


图 2 界面结构示意图

Fig.2 Structure of the wavy interface

因此,界面波的稳定性问题决定于流体的流动参数及物性参数,对于给定的波数 k ,通过计算波速虚部正负以判断流动的稳定性。

1.2 不稳定性分析

1.2.1 气相场

对于螺旋环状流中的气相场,首先,将三维螺旋运动分解为 2 个分运动:柱坐标系下的环状流叠加极坐标系下的圆周运动。在环状流分析基础上,得到气相场作用于相界面的正应力;然后,将圆周运动诱导产生的离心力作为附加正应力叠加到环状流分析结果上;最终得到螺旋环状流中气相场作用于相界面的总正应力大小。

1) 环状流

假设气相场为轴对称不可压缩流动,忽略气流黏性的影响及在管内的速度耗散,圆柱坐标系下的气相控制方程^[11]可以简化为

$$\begin{aligned} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) + \frac{\partial u_z}{\partial z} &= 0, \\ u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_r}{\partial z} &= -\frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial r}, \end{aligned} \quad (3)$$

$$u_r \frac{\partial u_z}{\partial r} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} = - \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial z}.$$

由于气液界面的扰动是由界面附近气相场的速度 u 及压强 p 波动引起的,引入速度流函数 ψ , 则扰动产生后的流函数和压强可以分别表示成:

$$\begin{aligned} \psi &= \bar{\psi}(r) + \hat{\psi}(r)e^{ikz}, \\ p &= \bar{p}(z) + \hat{p}(r)e^{ikz}. \end{aligned} \quad (4)$$

其中: $\bar{\psi}$ 、 \bar{p} 、 $\hat{\psi}$ 和 \hat{p} 分别为稳态条件下的流函数和压强, 以及流函数和压强的扰动值; k 为轴向波数。

因此,轴向速度 u_z 和径向速度 u_r 可分别表示为

$$u_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}, u_r = - \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}. \quad (5)$$

将式(4)、式(5)代入式(3),消去稳态项并忽略二阶扰动量,得到扰动的控制方程:

$$\bar{u}_z \frac{D\hat{\psi}}{r} - D\bar{u}_z \frac{\hat{\psi}}{r} = - \frac{\hat{p}}{\rho_g}, \quad (6)$$

$$k^2 \bar{u}_z \frac{\hat{\psi}}{r} = - \frac{D\hat{p}}{\rho_g}. \quad (7)$$

其中, $D = \partial/\partial r$ 。

对式(6)求偏导后联立式(7)消去压力扰动项,得到柱坐标系下的 Orr-Sommerfeld 方程

$$\begin{aligned} (\bar{u}_z - c_z) \left(D^2 \hat{\psi} - \frac{D\hat{\psi}}{r} - k^2 \hat{\psi} \right) + \\ \left(\frac{Du_z}{r} - D^2 u_z \right) \hat{\psi} = 0. \end{aligned} \quad (8)$$

其中, $\bar{u}_z - c_z$ 为气相轴向平均速度与界面轴向波速之差。

当气相轴向平均速度 \bar{u}_z 趋近于界面波速 c_z 时,上述方程中的第2项决定了临界层的影响^[11-12]。在 K-H 不稳定分析中,认为气相场平均轴向速度 \bar{u}_z 在运动过程中基本保持不变,因此可以得到关于流函数 ψ 的微分方程

$$D^2 \hat{\psi} - \frac{D\hat{\psi}}{r} - k^2 \hat{\psi} = 0. \quad (9)$$

式(9)为修正的贝塞尔微分方程,其通解可表示为

$$\hat{\psi} = ArI_1(kr) + BrK_1(kr), \quad (10)$$

其中: I_1 和 K_1 分别为修正的一阶第一类、第二类贝塞尔函数;系数 A 、 B 由以下边界条件确定。

根据式(5)、式(10),径向速度分量可表示为

$$u_r = - ik [AI_1(kr) + BK_1(kr)] e^{ikz}. \quad (11)$$

流动轴对称分布条件下,轴线处 $u_r = 0$, 常数 B 等于 0, 则上式可简化为

$$u_r = - ikAI_1(kr) e^{ikz}. \quad (12)$$

通过界面处的径向速度边界条件确定另一个积分常数 A 。无黏性条件下,气流与界面波的相对速度 $\bar{u}_z - c_z$ 在整个气相场相等,且在气液界面处也等于 $\bar{u}_z - c_z$ 。因此,界面处的径向速度分量 u_r 可一阶近似为

$$u_r = (\bar{u}_z - c_z) \frac{\partial r_i}{\partial z} = ik\hat{\delta}(\bar{u}_z - c_z) e^{ikz}, \quad (13)$$

式中,相界面的径向位置 r_i 可表示为

$$r_i = (R_0 - \bar{\delta}) + \hat{\delta} e^{ikz}, \quad (14)$$

其中, $\bar{\delta}$ 、 $\hat{\delta}$ 分别为液膜平均厚度及液膜厚度扰动量。

由式(12)、式(13)得到常数 $A = - \hat{\delta}(\bar{u}_z - c_z)/I_1(k\bar{r}_i)$, 因此,流函数的扰动量 $\hat{\psi}$ 可表示为

$$\hat{\psi}(r) = - \hat{\delta}(\bar{u}_z - c_z) \frac{rI_1(kr)}{I_1(k\bar{r}_i)}. \quad (15)$$

将式(15)代入动量方程式(7),积分得到环状流中气相场作用于相界面 $r = \bar{r}_i$ 的正应力扰动量

$$(\hat{N}_{ig})_1 = - k\hat{\delta}\rho_g (\bar{u}_z - c_z)^2. \quad (16)$$

2) 圆周运动

忽略气相黏性的影响及在管内的速度耗散,极坐标系下气相圆周运动的控制方程^[13]可以表示为:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r}(ru_r) + \frac{1}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} = 0,$$

$$u_r \frac{\partial u_r}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_r}{\partial \theta} - \frac{u_\theta^2}{r} = - \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad (17)$$

$$u_r \frac{\partial u_\theta}{\partial r} + \frac{u_\theta}{r} \frac{\partial u_\theta}{\partial \theta} + \frac{u_r u_\theta}{r} = - \frac{1}{\rho_g} \frac{\partial p}{r \partial \theta}.$$

同理,引入流函数 ψ , 则扰动产生后的流函数和压强可分别表示成:

$$\begin{aligned} \psi &= \bar{\psi}(r) + \hat{\psi}(r) e^{im\theta}, \\ p &= \bar{p}(\theta) + \hat{p}(r) e^{im\theta}. \end{aligned} \quad (18)$$

其中, m 为周向波数。

周向速度 u_θ 及径向速度 u_r 可分别表示为

$$u_r = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial \theta}, u_\theta = - \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (19)$$

类似于环状流的分析,圆周运动中气流作用于相界面的正应力扰动量 $(\hat{N}_{ig})_2$ 为

$$(\hat{N}_{ig})_2 = - \left[\rho_g \hat{\delta} m \frac{(\bar{u}_\theta - c_\theta)^2}{\bar{r}_i} + \rho_g \hat{\delta} \frac{\bar{u}_\theta^2}{\bar{r}_i} \right]. \quad (20)$$

气液界面沿轴向无限发展,沿周向周期性变化。假设环状流、圆周运动两分运动条件下界面波波长大小数量级相同,则轴向波数 k 与周向波数 m 满足关系 $k = m/\bar{r}_i$,式(20)又可表示为

$$(\hat{N}_{ig})_2 = - \left[\rho_g \hat{\delta} k (\bar{u}_\theta - c_\theta)^2 + \rho_g \hat{\delta} \frac{\bar{u}_\theta^2}{\bar{r}_i} \right]. \quad (21)$$

因此,螺旋环状流中气相场作用于相界面的总正应力扰动量为

$$\begin{aligned} \hat{N}_{ig} &= (\hat{N}_{ig})_1 + (\hat{N}_{ig})_2 \\ &= - \rho_g k \hat{\delta} (\bar{u}_g - c)^2 - \frac{\rho_g \hat{\delta} (\sin\theta)^2 \bar{u}_g^2}{\bar{r}_i}, \end{aligned} \quad (22)$$

式中, \bar{u}_g 、 c 为螺旋气流平均速度和界面波波速,满足速度三角关系:

$$\begin{aligned} \bar{u}_z &= \bar{u} \cos\theta, c_z = c \cos\theta, \\ \bar{u}_\theta &= \bar{u} \sin\theta, c_\theta = c \sin\theta. \end{aligned} \quad (23)$$

1.2.2 液相场

螺旋环状流中,管壁液膜厚度相对于管径足够小,可以将液膜的流动简化为二维流动。实际流动过程中,周向分速度促使液膜产生远离旋转中心的离心运动,离心力作为附加正应力作用于相界面影响其稳定性。在分析液膜运动特性时,首先将此离心力作为源项引入动量方程。二维直角坐标系下,令 $y = R_0 - r$,液膜运动的控制方程^[13]可表示为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_y}{\partial y} + \frac{\partial u_s}{\partial s} &= 0, \\ u_y \frac{\partial u_y}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_y}{\partial z} + \frac{u_\theta^2}{\bar{r}_i} &= - \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial y}, \\ u_y \frac{\partial u_z}{\partial y} + u_z \frac{\partial u_z}{\partial z} &= - \frac{1}{\rho_l} \frac{\partial p}{\partial z}. \end{aligned} \quad (24)$$

其中,周向速度 $u_\theta = u_z \sin\theta$ 。

与气相场类似的分析方法,得到液膜作用于相界面 $y = \bar{\delta}$ 的正应力扰动量 \hat{N}_{il}

$$\hat{N}_{il} = \frac{\rho_l k^2 \hat{\delta} \bar{\delta} (\bar{u}_l - c)^2}{2} - \frac{\rho_l \hat{\delta} (\sin\theta)^2 \bar{u}_l^2}{\bar{r}_i}. \quad (25)$$

因此,螺旋环状流中气液两相作用于相界面

的正应力可分别表示为:

$$N_{ig} = \bar{N}_{ig} + \left[- \rho_g k \hat{\delta} (\bar{u}_g - c)^2 - \frac{\rho_g \hat{\delta} (\sin\theta)^2 \bar{u}_g^2}{\bar{r}_i} \right] e^{ikz}, \quad (26)$$

$$N_{il} = \bar{N}_{il} + \left[\frac{\rho_l k^2 \hat{\delta} \bar{\delta} (\bar{u}_l - c)^2}{2} - \frac{\rho_l \hat{\delta} (\sin\theta)^2 \bar{u}_l^2}{\bar{r}_i} \right] e^{ikz}. \quad (27)$$

其中, \bar{N}_{ig} 、 \bar{N}_{il} 分别为平均气相正应力和平均液相正应力。

1.3 界面稳定性条件

根据界面波波峰处两相正应力与表面张力平衡条件(图2),进行界面稳定性分析。

$$N_{il} - N_{ig} = \sigma \chi, \quad (28)$$

其中, σ 为表面张力系数。

界面波波峰处曲率 χ 为

$$\chi = k^2 \hat{m} e^{ikz}. \quad (29)$$

将式(26)、(27)及(29)代入方程(28),得到界面稳定性控制方程

$$\begin{aligned} \rho_l (\bar{u}_l - c)^2 \frac{1}{2} k \bar{\delta} + \rho_g (\bar{u}_g - c)^2 &= k \sigma + \\ \frac{(\sin\theta)^2 (\rho_l \bar{u}_l^2 - \rho_g \bar{u}_g^2)}{\bar{r}_i k}. \end{aligned} \quad (30)$$

求解上述方程,得到界面波波速的复数解

$$c_R = \frac{\frac{1}{2} k \bar{\delta} \rho_l \bar{u}_l + \rho_g \bar{u}_g}{\frac{1}{2} k \bar{\delta} \rho_l + \rho_g}, \quad (31)$$

$$\begin{aligned} c_I &= \frac{1}{\frac{1}{2} k \bar{\delta} \rho_l + \rho_g} \left\{ \frac{1}{2} \rho_l \rho_g k \bar{\delta} (\bar{u}_g - \bar{u}_l)^2 - \right. \\ &\left. \left[k \sigma + \frac{(\sin\theta)^2 (\rho_l \bar{u}_l^2 - \rho_g \bar{u}_g^2)}{\bar{r}_i k} \right] \left(\frac{1}{2} \rho_l k \bar{\delta} + \rho_g \right) \right\}^{\frac{1}{2}}. \end{aligned} \quad (32)$$

由中性稳定条件 $\beta_I = kc_I = 0$, 得到稳定性判断准则

$$k \sigma + \frac{(\sin\theta)^2 (\rho_l \bar{u}_l^2 - \rho_g \bar{u}_g^2)}{\bar{r}_i k} > \frac{\frac{1}{2} \rho_l \rho_g k \bar{\delta} (\bar{u}_g - \bar{u}_l)^2}{\frac{1}{2} \rho_l k \bar{\delta} + \rho_g}. \quad (33)$$

准则式(33)表明,界面的扰动及波的成长决定于3个力的相互作用:气液相对运动产生的气动力,促使扰动增大,是不稳定因素;表面张力抑制界面的变形,起稳定作用;离心力对界面的作用

取决于气液各相动压($\rho_g \bar{u}_g^2, \rho_l \bar{u}_l^2$)的相对大小及旋流强度($\sin\theta$)。一定液膜流动条件下,存在临界气流速度 $\bar{u}_{gc} = \sqrt{\rho_l / \rho_g \bar{u}_l}$; 当 $\bar{u}_g > \bar{u}_{gc}$ 时,离心力为不稳定作用力; 当 $\bar{u}_g < \bar{u}_{gc}$ 时,离心力为稳定作用力; 当 $\bar{u}_g = \bar{u}_{gc}$ 时,离心力对界面波的稳定性不产生影响。这与 Matas 等^[14], Jeon 等^[15] 及 Im 等^[16] 的实验研究定性规律是一致的。

当旋流强度 $\theta = 0$ 时, 准则式同 Hewitt 和 Hall-Taylor^[11] 给出的传统环状流中液膜流动稳定性准则相同。当式 (33) 中离心力项 $(\sin\theta)^2 (\rho_l \bar{u}_l^2 - \rho_g \bar{u}_g^2) / \bar{r}_i$ 由重力项 $(\rho_l - \rho_g)g$ 替换后, 准则式同 Barnea 和 Taitel^[17] 以及 Ishii 和 Hibiki 等^[18] 给出的水平管内气液分层流稳定性准则一致。此外, 当气液轴向速度为 0, 且只存在周向类似刚体的圆周运动时, 上述准则式转变为 $(k\bar{r}_i)^2 + \frac{(\rho_l \bar{u}_{l\theta}^2 - \rho_g \bar{u}_{g\theta}^2) \bar{r}_i}{\sigma} > 0$, 这与 Rosenthal^[19] 得到的旋转圆筒内分层流体界面稳定性准则一致。同时, 当分层两流体的密度相当或内层流体密度可以忽略时, 等价于单相流体的情况, 如旋转液柱/液环自由表面的稳定性问题, 此时, 准则式 $(k\bar{r}_i)^2 + \frac{(\rho_l \bar{u}_{l\theta}^2 - \rho_g \bar{u}_{g\theta}^2) \bar{r}_i}{\sigma} > 0$ 转变为 $(k\bar{r}_i)^2 > \frac{\rho_l \bar{u}_{l\theta}^2 \bar{r}_i}{\sigma}$ (液柱) 及 $\frac{\rho_l \bar{u}_{l\theta}^2 \bar{r}_i}{\sigma} > (k\bar{r}_i)^2$ (圆管内壁液

膜), 分别与 Hocking^[20] 及 Pedley^[21] 得到的稳定性准则一致。因此, 本文推导的理论判断准则具有通用性。

2 结果分析

2.1 扰动增长特性曲线

为深入分析螺旋环状流中界面波的动力学特性, 计算结果给出工质为空气-水的流动稳定性特征曲线, 包括扰动增长率特性曲线、中性稳定性曲线和最快速波特性曲线, 并系统分析气速、旋流强度及管径对界面波稳定性的影响规律。

图 3 给出一定液膜流速 $\bar{u}_l = 1.72 \text{ m/s}$ 和波长 $\lambda = 10 \text{ mm}$, 不同旋流强度 θ 和管径 R_o 条件下, 扰动增长率 β_1 随气速 \bar{u}_g 的变化曲线。由图可知, 存在临界气速 $\bar{u}_{gc} = 49.5 \text{ m/s}$ 将液膜的流动分为 2 个特征区域: 当 $\bar{u}_g < \bar{u}_{gc}$ 时, 离心力对液膜流动为稳定因素, 这时离心力越大, 即旋流强度 θ 越大、管径 R_o 越小, 扰动增长率 β_1 越小, 液膜流动稳定性增强; 相反, 当 $\bar{u}_g > \bar{u}_{gc}$ 时, 离心力转变为不稳定作用力, 不稳定离心力与气液相对运动的气动力共同作用加剧了液膜流动的不稳定性。此外, 由图可知, 当气速较小时, θ 越大、 R_o 越小, 对应起稳定作用的离心力越大, 此时, 离心力与表面张力的稳定作用足以克服不稳定气动力, β_1 小于 0, 界面扰动衰减, 液膜流动趋于稳定。

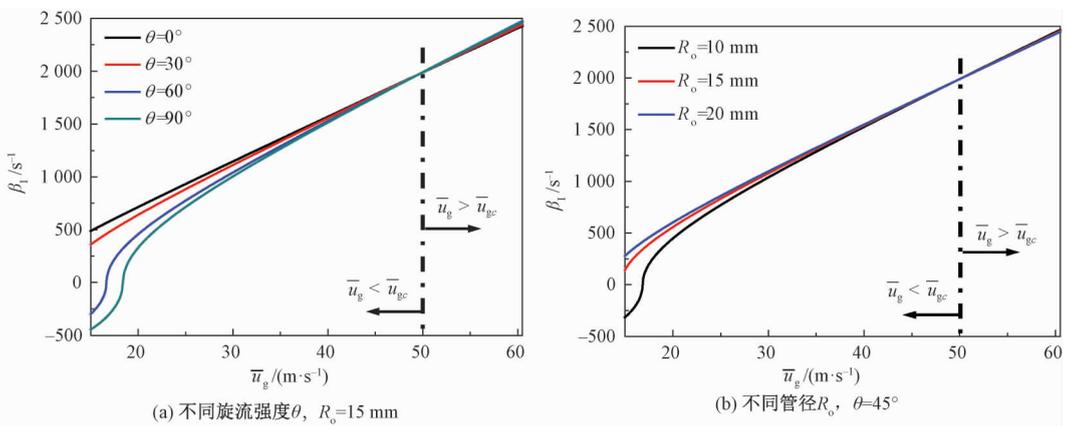


图 3 界面波扰动增长率特性曲线

Fig. 3 Characteristic curves of the wave growth rate

2.2 中性稳定性曲线

当扰动增长率 $\beta_1 = 0$ 时, 对应的波长称为临界波长 λ_c 。而 $\lambda_c - \bar{u}_g$ 曲线称为中性稳定曲线。在中性稳定曲线上, 扰动稳定不变, 液膜流动处于临界稳定状态; 一旦有扰动触发, 流动状态随时可能

改变, 进入稳定区域或不稳定区域。中性稳定曲线下方, 界面波波长小于临界值, 扰动增长率 β_1 小于 0, 扰动衰减, 为稳定流动区; 在中性稳定曲线上方, β_1 始终大于 0, 扰动增大, 为不稳定流动区。图 4 给出不同旋流强度 θ 和管径 R_o 条件下

的中性稳定曲线。由图可知,一定液速下, λ_c 随着 \bar{u}_g 的增大而急剧减小。当气速较小时,起稳定作用的离心力对中性稳定波有重要影响, θ 越大、 R_0 越小,波长临界值 λ_c 越大,中性稳定曲线上移,稳定区域变大,液膜流动稳定性增强;随着气

速的增大,离心力对界面波稳定作用逐渐减弱直至消失并转变为不稳定影响,此时,界面波主要受不稳定气动力控制,因此,旋流强度 θ 和管径 R_0 对中性稳定波的影响可忽略。

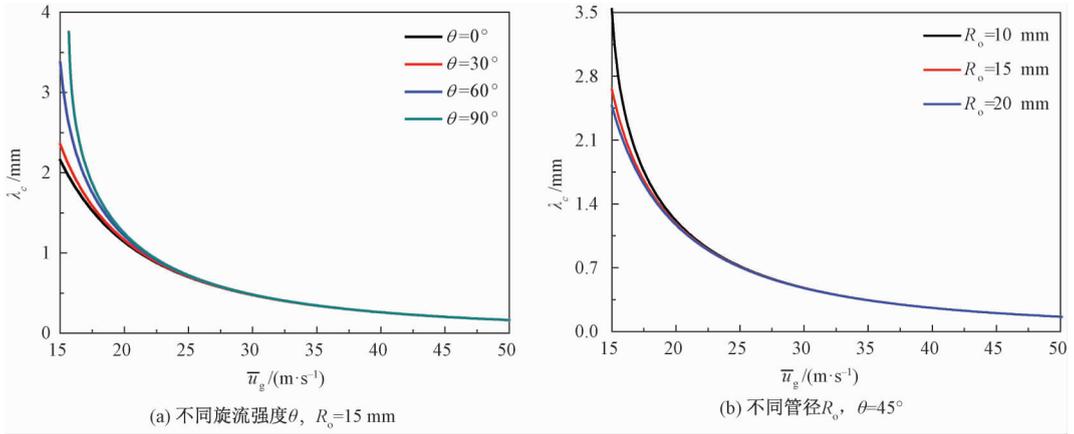


图 4 中性稳定性曲线
Fig. 4 Neutral stability curves

2.3 最快速波特性曲线

当扰动增长率达到最大值 $(\beta_1)_{max}$ 时,界面波处于最不稳定状态,气液相界面极易失稳破碎。此时,界面波称为最快速波或最危险波。图 5 给出不同旋流强度 θ 和管径 R_0 条件下,最快速波波长 λ_{max} 的特性曲线。与中性稳定曲线相同(图

5), λ_{max} 随气速的增大而急剧减小。然而,当气速较小时,旋流强度 θ 和管径 R_0 对最不稳定状态的界面波波长没有影响,即离心力不改变界面波失稳破裂时对应的波长大小,气液相对运动的气动力是控制界面波失稳的主导作用力。

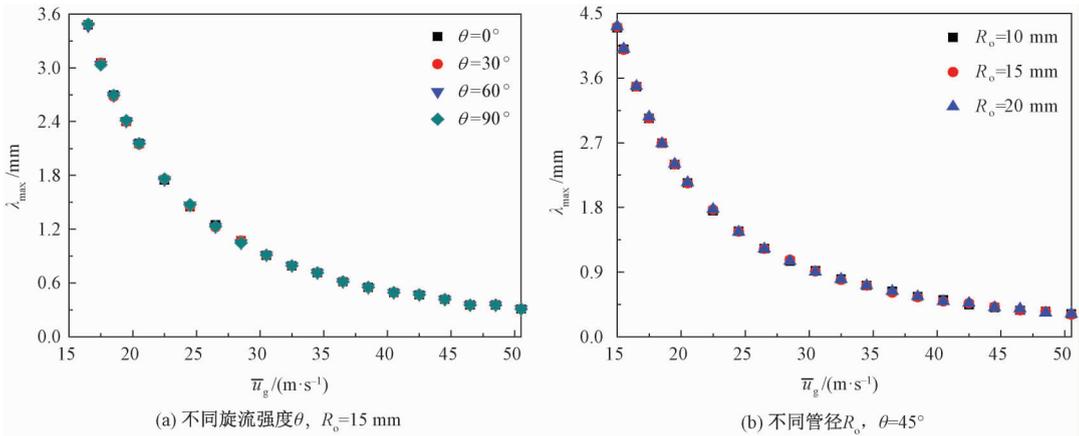


图 5 最快速波波长特性曲线
Fig. 5 Characteristic curves for the wavelengths of the most unstable waves

3 结论

螺旋环状流中,两相螺旋涡流通过不同旋流强度下离心力的作用重新分配相界面处力平衡关系,对液膜流动的水动力特性及其稳定性产生重要影响。本文利用 Kelvin-Helmholtz 不稳定性理

论及双流体模型,考虑旋流的影响,通过分析气液两相作用于相界面的力平衡条件,建立螺旋涡流作用下界面波的动力学模型,获得界面失稳的临界条件和稳定性判断准则,并与现有的理论模型进行对比验证。基于本文提出的准则条件,系统分析气速、旋流强度及管径的影响规律,得到螺旋

涡流对界面波稳定性的影响取决于气液两相动压相对大小这一重要认识。主要结论如下:

1) 对一定的液膜流速,当气速小于临界值时,离心力为稳定作用力,旋流强度越大、管径越小,界面波越稳定;当气速大于临界值时,离心力为不稳定作用力;旋流强度越大、管径越小,界面波越不稳定;当气速等于临界值时,离心力对界面波的稳定性不产生影响。

2) 临界波长随着气速的增大而急剧减小,当气速较小时,旋流强度越大、管径越小,波长临界值越大,中性稳定曲线上移,稳定区域变大,液膜流动稳定性增强;随着气速的持续增大,旋流强度和管径对中性稳定波的影响逐渐减弱至可忽略。

3) 最快速波波长随气速的增大而急剧减小,在不同气速条件下,旋流强度和管径对最不稳定状态的界面波波长不产生影响。

参考文献

- [1] Kataoka H, Tomiyama A, Hosokawa S, et al. Two-phase swirling flow in a gas-liquid separator[J]. *Journal of Power and Energy Systems*, 2008, 2(4): 1120-1131.
- [2] Kataoka H, Shinkai Y, Hosokawa S, et al. Swirling annular flow in a steam separator[J]. *Journal of Engineering for Gas Turbines and Power*, 2009, 131(3): 1-7.
- [3] Kataoka H, Shinkai Y, Tomiyama A. Pressure drop in two-phase swirling flow in a steam separator[J]. *Journal of Power and Energy Systems*, 2009, 3(2): 382-392.
- [4] Kataoka H, Shinkai Y, Tomiyama A. Effects of swirler shape on two-phase swirling flow in a steam separator[J]. *Journal of Power and Energy Systems*, 2009, 3(2): 347-355.
- [5] Fryer P J, Whalley P B. The effect of swirl on the liquid distribution in annular two-phase flow [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1982, 8(3): 285-289.
- [6] Bas H, Ozceyhan V. Heat transfer enhancement in a tube with twisted tape inserts placed separately from the tube wall [J]. *Experimental Thermal and Fluid Science*, 2012, 41(3): 51-58.
- [7] Chang L M, Wang L B, Song K W, et al. Numerical study of the relationship between heat transfer enhancement and absolute vorticity flux along main flow direction in a channel formed by a flat tube bank fin with vortex generators [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2009, 52(7): 1794-1801.
- [8] Song K W, Wang Y, Zhang Q, et al. Numerical study of the fin efficiency and a modified fin efficiency formula for flat tube bank fin heat exchanger[J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, 54(11): 2661-2672.
- [9] Li J, Wang S F, Chen J F, et al. Numerical study on a slit fin-and-tube heat exchanger with longitudinal vortex generators [J]. *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 2011, 54(9): 1743-1751.
- [10] Molina R, Wang S, Gomez L E, et al. Wet gas separation in gas-liquid cylindrical cyclone separator[J]. *Journal of Energy Resources Technology*, 2008, 130(4): 130-134.
- [11] Hewitt G F, Hall-Taylor N. *Annular two-phase flow* [M]. Oxford: Pergamon, 1970: 110-117.
- [12] Miesen R, Beijnon G, Duijvestijn P E M, et al. Interfacial waves in core-annular flow[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1992, 238(5): 97-117.
- [13] Liu L, Bai B F. Interfacial stability in vertical swirling annular two-phase Flow [C] // NURETH-16, Chicago, IL UAS, Aug 29-Sep 6, 2015.
- [14] Matas J P, Hong M, Cartellier A. Stability of a swirled liquid film entrained by a fast gas stream[J]. *Physics of Fluids*, 2014, 26(4): 042108.
- [15] Jeon J, Hong M, Han Y M, et al. Experimental study on spray characteristics of gas-centered swirl coaxial injectors [J]. *Journal of Fluids Engineering*, 2011, 133(12): 121303.
- [16] Im J H, Cho S, Yoon Y, et al. Comparative study of spray characteristics of gas-centered and liquid-centered swirl coaxial injectors[J]. *Journal of Propulsion and Power*, 2010, 26(6): 1196-1204.
- [17] Barnea D, Taitel Y. Kelvin-Helmholtz stability criteria for stratified flow: viscous versus non-viscous (inviscid) approaches [J]. *International Journal of Multiphase Flow*, 1993, 19(9): 639-649.
- [18] Ishii M, Hibiki T. *Thermo-fluid dynamics of two-phase flow* [M]. Springer Berlin, 2011: 48-52.
- [19] Rosenthal D K. The shape and stability of a bubble at the axis of a rotating liquid[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1962, 12(03): 358-366.
- [20] Hocking L M. The stability of a rigidly rotating column of liquid[J]. *Mathematika*, 1960, 7(01): 1-9.
- [21] Pedley T J. The stability of rotating flows with a cylindrical free surface[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1967, 30(1): 127-147.